

境界層流中における高層建物の空力不安定振動

谷池 義人・西村 宏昭

AEROELASTIC INSTABILITY OF HIGH-RISE BUILDINGS IN A TURBULENT BOUNDARY LAYER

By Yoshihito TANIKE and Hiroaki NISHIMURA

Synopsis

To consider aeroelastic instabilities of prismatic high-rise buildings in strong winds, i.e., vortex induced oscillation or galloping, unsteady aerodynamic forces must be investigated as the external forces acting on buildings. From this point of view, wind tunnel experiments were performed to obtain the information of the unsteady cross wind moments as modal forces on buildings, which are subjected to the forced harmonic oscillation with a fundamental linear mode in a turbulent boundary layer. Unsteady moments are mainly produced by the suction forces generated by motion-induced vortices and by the vortex shedding behind buildings at rest, i.e., the vortex shedding of the Strouhal component, of which strength are varied with the oscillating amplitudes and the velocity of the incident flow. We investigated the characteristics of the unsteady moments varying with the amplitudes and the velocity and elucidated the mechanism of the motion-induced oscillation, by examining the arrangement, the frequency of occurrence and the interference effect of the two types of shedding vortices.

1. ま え が き

空力不安定振動とは、自励的振動の一種であり、物体自らの運動に伴って発生する付加的な空気力（非定常空気力と呼ばれる）が物体に負減衰的に作用し、振動が増大する現象をさす。この空気力により振動系全体の減衰が小さくなる現象を空力負減衰効果と呼ぶ。エネルギー的にみれば、流体の運動エネルギーが振動系に入り込み、減衰力によるエネルギー散逸を上回って物体の振動エネルギーに変換されるのである。空力不安定振動は、長大吊橋や高層建築物等の軽量で、細長く、柔らかい構造物に生じる恐れがある。この振動は、通常、ある限界の風速（発振風速と呼ばれる）において発振し、その後、風速の上昇につれて振幅が急激に増大し、ひいては構造物の破損や崩壊につながる危険性を有するものである。このため、構造物の耐風設計上、空力不安定振動の発振風速とその後の動的挙動を知ることが重要になる。この応答値は、構造物の形状や寸法のみならず、剛性、質量、減衰等の力学的特性、さらには接近流の気流性状に応じて複雑に変化するために、強制振動的な風方向のパフエッティングと異り、ある特殊な場合を除くと現象の理論的解析は困難である。これは非定常空気力が、物体の形状、寸法、振動数、振幅及び接近流の風速や乱れ等に非線形に依存しているためである。例えば、Parkinson¹⁾ や Novak²⁾ 等によって確立された準定常的手法に基づくギャロッピング解析は、物体の運動に伴う付加的な空気力の卓越する風速域においては、その適用が困難に

なることが Nakamura³⁾ や筆者等^{4),5),6)} の研究によって明らかになっている。これは、非定常空気が物体の振動に伴って前縁から放出される振動数成分の渦を主成分にもち、振動速度に対応した仰角を与えたときの準静的な空気力と異ってくるためと考えられる。

非定常空気力に関する研究は、吊橋や構造部材を対象とした2次元的な構造物に関するもの^{3),7),8),9)}が多く、3次元的な広がりをもつ建築構造物に関するものは、筆者等を含め2, 3の例があるに過ぎない^{4),5),10),11)}。筆者等は、以前に3次元角柱の風直角方向振動時に作用する非定常空気力を検出する装置⁶⁾を開発しており、今回、この装置に若干の改良を加え、乱流境界層流中において高層建築物の非定常空気力を測定できるようにした¹⁰⁾。高層建築物に生じる渦励振やギャロッピング等の空力不安定振動が、建物の形状のみならず、剛性、質量、減衰等の力学的特性、さらには接近流の気流性状によってどのように変化するかを明らかにするとともに、これらの振動の発生機構を、検出した非定常空気力を解析することによって解明するのが目的である。

2. 実験概要

風洞実験は、幅1.8 m、高さ1.5 mの測定洞断面をもつ日本建築総合試験所のエッフェル型吹出式境界層風洞で行なった。市街地を想定した乱流境界層を風洞内に再現した。平均風速と乱れの強さの鉛直分布を Fig. 1 に示す。

非定常空気力は筆者等の開発した強制振動装置により求めた。この装置は、建物模型を風直角方向に一定振幅で強制的にロッキング振動させ、そのときに作用する非定常空気力をモーメント量で測定するものである。したがって、建物の1次の振動形態は直線モードを仮定している。Fig. 2 に示すように、質量と形状が同一の2つの建物模型を風洞内（アクティブモデルと呼ぶ）と風洞外（ダミーモデル）に設置し、それぞれを同時に風直角方向に強制的に定常振動させる。気流中のアクティブモデルの支持棒に貼った半導体ゲージの出力には、非定常空気力の他に、模型の運動に伴う慣性力が含まれている。一方、ダミーモデルの出力は慣性力のみと見做せるので、両者の出力をアナログ引算回路に通して差し引くと、アクティブモデルに加わる非定常空気力が得られる。

模型は、幅×奥行き×高さ = $B \times D \times H$ の3次元角柱で、振動に伴う慣性力を小さくするためにバルサ材を用いて軽く作った。角柱のアスペクト比は、全て $H/\sqrt{BD} = 7$ (但し、 $H = 49$ cm, $\sqrt{BD} = 7$ cm) とした。角柱の加振振動数は、 $f_m = 6.8$ Hz とした。加振振幅はカムを交換するこ

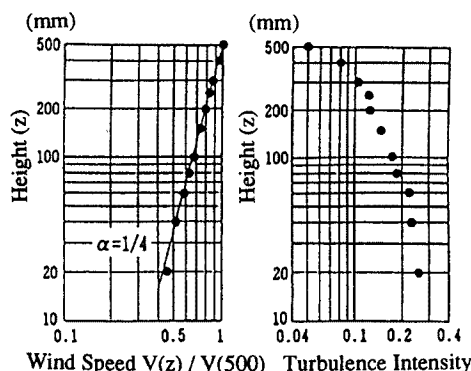


Fig. 1. Wind profile and turbulence intensity.

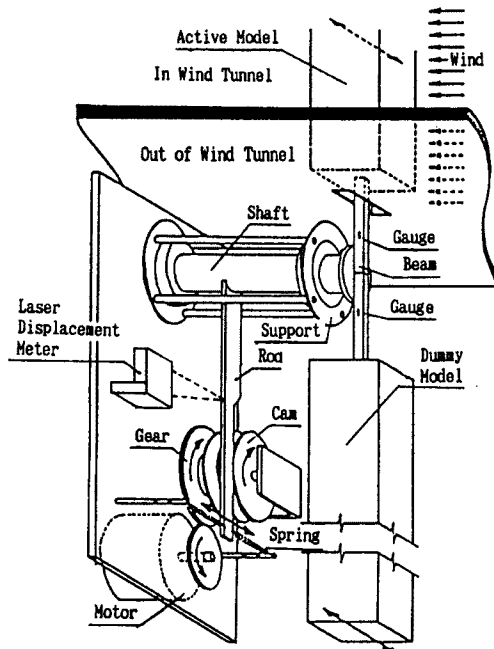


Fig. 2. Forced oscillation instrument.

とにより5段階に変化させ、角柱頂部の水平振幅 y_0 を回転中心から角柱頂部までの距離 L で割った無次元振幅 $\bar{y} (= y_0/L)$ で表し、0.002, 0.004, 0.008, 0.016, 0.032 の5種類とした。実験風速は、角柱頂部高さにおいて1.0 m/s～11.0 m/s までの84段階とし、無次元風速 $\bar{V} (= V/f_m \sqrt{BD})$ で2～24の範囲とした。

3. 非定常空気の解析方法

一般化外力で表したときの非定常空気力 $Q(t)$ は、直線モードをもつ場合にはモーメントで表され、一般に、風の乱れによる成分、建物静止時に放出される渦成分（ストローハル数成分の渦）及び振動に伴う付加的な空気力成分（振動数成分の渦）を含み、時間的に不規則となる。支持棒に貼ったゲージ位置は、近似的に回転中心と見做されるので、 $Q(t)$ は、

$$Q(t) = \int_r^L f(z, t) z dz \quad \dots\dots\dots (1)$$

となる。ここで、 $f(z, t)$ は **Fig. 3** に示すように高さ z 点における単位長さ当たりの非定常空気力。 L, r は角柱頂部と底面のゲージからの距離で $L = 55 \text{ cm}$, $r = 6 \text{ cm}$ とした。一方、一般化変位 $\bar{y}(t)$ は、

$$\bar{y}(t) = \bar{y} \cos 2\pi f_m t \quad \dots\dots\dots (2)$$

となる。 $Q(t)$ のうち振動数 f_m の調和振動に寄与するのは、 f_m と同じ振動数成分 $Q_m(t)$ であるので、これをフーリエ級数展開により求めた。

$$Q_m(t) = |Q_L| \cos(2\pi f_m t + \beta_Q) = Q_R \cos 2\pi f_m t - Q_I \sin 2\pi f_m t \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$Q_R = \frac{1}{T} \int_{-T}^T Q(t) \cos 2\pi f_m t dt, \quad Q_I = \frac{-1}{T} \int_{-T}^T Q(t) \sin 2\pi f_m t dt \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$\beta_Q = \tan^{-1} \left(\frac{Q_I}{Q_R} \right) \quad \dots\dots\dots (5)$$

Q_R は変位と同位相、 Q_I は速度と同位相の成分で、 β_Q は $Q_m(t)$ と変位との位相差を示す。解析時間 T は、読み取り時間間隔 $1 \text{ ms} \times$ 個数 $4096 \text{ pts} \div 4.1 \text{ s}$ とし、これを6回平均して各々の値を求めた。 Q_R と Q_I 及び $Q(t)$ の rms 値はモーメント量であり、それらを速度圧と代表長さで無次元化して次の空気力係数で表わす。

$$C_R = Q_R / \frac{1}{2} \rho V^2 D H l = |C_L| \cos \beta_Q,$$

$$C_I = Q_I / \frac{1}{2} \rho V^2 D H l = |C_L| \sin \beta_Q \quad \dots\dots\dots (6)$$

$$|C_L| = \sqrt{C_R^2 + C_I^2}, \quad C_{rms} = \sqrt{\overline{Q(t)^2}} / \frac{1}{2} \rho V^2 D H l \quad \dots\dots (7)$$

ここで、 ρ は空気密度、 $l = r + H/2$ 。非定常空気力は、建物の代表長さ、振動数、振幅、風速、空気密度に依存すると考えられるので、(6)、(7)式の各空気力係数は、 $\bar{V} (= V/f_m \sqrt{BD})$ と $\bar{y} (= y_0/L)$ の関数になる。

次に、非定常空気力 $Q_m(t)$ を外力としたときの運動方程式の解は、

$$4\pi^2 I \bar{y} \{ (f_0/f_m)^2 - 1 \} = (1/2) \rho D^3 H l \bar{V}^2 C_R(\bar{y}, \bar{V}) \quad \dots\dots (8)$$

$$8\pi^2 I \eta \bar{y} (f_0/f_m) = (1/2) \rho D^3 H l \bar{V}^2 C_I(\bar{y}, \bar{V}) \quad \dots\dots\dots (9)$$

ここで、 I は建物の慣性モーメント、 η は減衰定数、 f_0 は固有振動数。

(8)、(9)式において、未知量は、 $(f_0/f_m), \bar{y}, \bar{V}$ の3つあるために、

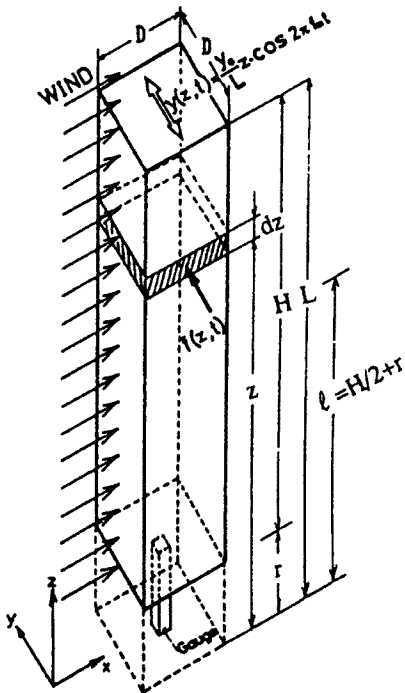


Fig. 3. Unsteady aerodynamic force on an oscillating building model.

このままでは求まらない。このため、繰り返し演算により最適な解を同定する必要がある。このとき、 C_R 、 C_I は、5つの $\bar{y}$ に関する値しかないので、それらの間の値については直線補間して求めた。 C_R がゼロ近傍のとき、(8)式より $f_m \doteq f_0$ となり、(9)式のみから $\bar{y}$ と $\bar{V}$ を同定することができる。また、 C_R がゼロ近傍になくとも、通常の建築物においては、(8)式の左辺の $\{ \}$ の係数は右辺の値に比べて十分大きくなる。したがって、 $f_m \doteq f_0$ となり、(9)式のみから $\bar{y}$ と $\bar{V}$ を同定しても差しつかえない。但し、 $\bar{V}$ が大きくなると、 C_R がゼロ近傍にない場合には、振動数の変化を考慮する必要があるが生じる。

次に、 $f_0 \doteq f_m$ として、振動が定常、或いは増大するときの空力不安定領域を(9)式から求めると、

$$C_I \geq 32\pi^2 \frac{H}{D} \delta \bar{y} \frac{1}{\bar{V}^2} \dots \dots \dots (10)$$

ここで、 $\delta = \frac{\eta M_G}{\rho BDH} \left(= \frac{\eta M}{3\rho BDH} \right)$ は質量減衰パラメータ、 M は建物の質量、 $M_G \left(= \frac{I}{H^2} \right)$ は一般化質量を表し、さらに、 $r = 0$ の場合を仮定し、 $l = H/2$ とおいた。

4. 結果と考察

ここでは、正方形断面角柱の解析結果について述べることにする。また、各々の空気力係数の特性については、 $\bar{y} = 0.008$ の振幅時のものを代表として取り上げ、これについて考察する。 $\bar{y} = 0.002$ を除く他の振幅時においてもほぼ同様の傾向を示す。なお、 C_I については全ての振幅時を示す。

4.1. 空気力係数 C_I , C_R

C_I は、建物の振動速度と同位相の成分であるから、振動系の減衰に関係する。 C_I の値が正のとき空気力は振動系に対して負の仕事をし、負のとき正の仕事をする。つまり、 C_I が正のときは負減衰、負のときは正減衰になる。 C_I が正であり、その空力負減衰効果が振動系の減衰を上回ったとき、振動系全体の減衰力は負となり、振動は大きくなる。空力負減衰効果と振動系の減衰とが等しいとき、振動は一定の振幅になる。また、空力負減衰効果が振動系の減衰より小さい場合でも、 C_I が正であると、振動系全体の減衰力は小さくなり、何らかの外乱、例えば風の乱れや急激な風向変動などによって振動が増大する恐れがある。

C_I の結果をFig. 4に示す。横軸上の $\downarrow$ 印は、静止角柱のストローハル数 S_l から求めた共振風速 $\bar{V}_{res} (= 1/S_l = 10.6)$ を示す。 $\bar{y} \geq 0.008$ になると、 C_I は明確な正のピークを2つもつ。低風速側のピークは $\bar{V} = 3$ 付近にあり、低風速域における不安定振動の発生要因になる。もう一つのピークは $\bar{V}_{res}$ を少し超えた $\bar{V} = 12$ 付近にあり、自励的な渦励振の発生要因になる。いずれのピークも振幅の増加につれて、わずかではあるが高風速側に移行する。これに対応して、 C_I の負から正への反転点も高風速側に移行する。また、各ピークともある振幅以上になると、増大しない傾向が見られることから、これらの風速域で生じる空力不安定振動は、限定的な振動形態を示すものと思われる。また、振幅が小さいときには、 C_I は正負のばらつきをもち、さらに、 $\bar{V}_{res}$ 付近においても負になることがあり、振動を抑制する空気力が作用する。したがって、 $\bar{y} = 0.002$ の場合には、空力負減衰効果による振動は明確ではない。

C_R の結果をFig. 5に示す。 C_R は、建物の振動変位と同位相の成分であるから、振動系の剛性に関係する。 C_R が正のとき、空気力は振動系の剛性を弱め振動数を低くするように作用し、負のとき逆に振動数を高くするように作用する。 C_R は、 $\bar{V} = 4$ 付近の低風速域において負のピーク、 $\bar{V}_{res}$ 付近において正のピークをもち、その後ゼロに激減する。したがって、前節で述べた理由により、通常の建物では振動数の変化は小さく、 $\bar{V}_{res}$ 付近においてもその変化率は5%以下になる。

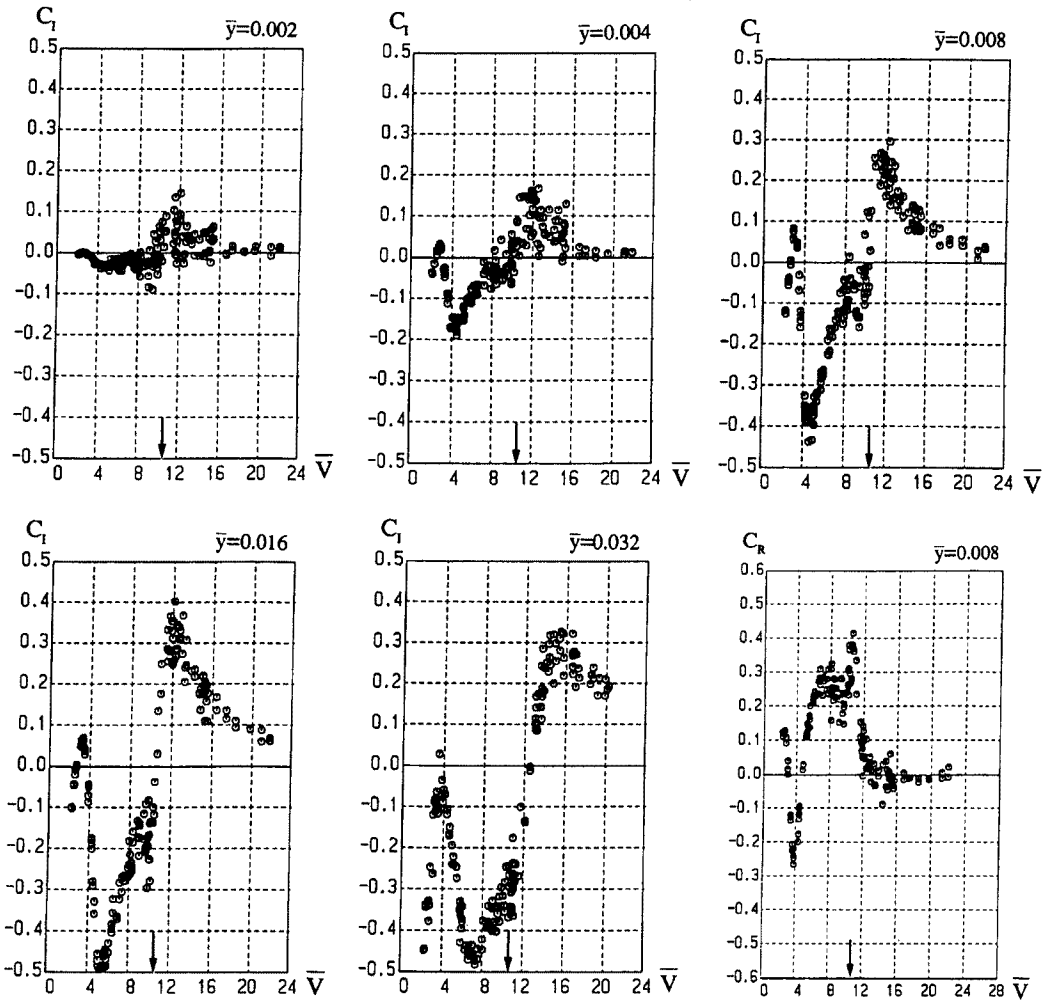

 Fig. 4. Unsteady aerodynamic force coefficient C_I in phase with velocity.

 Fig. 5. Unsteady aerodynamic force coefficient C_R in phase with displacement.

4.2. 位相差 β_Q と渦の形成位置

β_Q の結果を Fig. 6 に示す。 β_Q は、 $\bar{V}_{res}$ を超えると 90° 前後の値をとり、ギャロピング解析の準定常的表現に基づく理論値に近づく。一方、 $\bar{V}_{res}$ 以下では、 $\bar{V}$ が低くなるにつれて位相の遅れが大きくなり、 $\bar{V} \leq 4$ の領域では 180° 以上になり、見掛け上の位相の進みとなる。(6)式より、このことが C_I を正に移行させる要因になる。また、 $\bar{V} = 3$ のとき、見掛け上の位相の進みは 90° 、 $\bar{V} = 12$ のとき、実際の位相の進みは 90° となり、 C_I が正のピークをもつ要因となる。これらの現象は、振動に伴って発生する渦の形式位置が、 $\bar{V}$ につれて変化するために生じると考えられる。

Fig. 7 は、角柱の変位がゼロ、すなわち振動速度が最大になるときの角柱断面周りの流れと、 $\bar{V}$ の関係を示す概念図である。図中の太線の矢印は、非定常空気力の作用方向を示す。

$\bar{V} \geq 12$ のとき、振動速度 $\dot{y}$ に対する接近流の速度 V が大きいので、接近流の角柱に対する相対的な仰角 α ($=\arctan(\frac{\dot{y}}{V})$) は小さく、振動に伴う渦も角柱背後に形成される。このため、静止角柱に対する準定常的表現が適用できる。側面前縁の下点側の剥離剪断層は、上点側に比べて仰角があるためにより側面に近づく。このため、この側面の負圧が上点側に比べてより大きくなり、図のように上から下に向かう揚力、すなわち

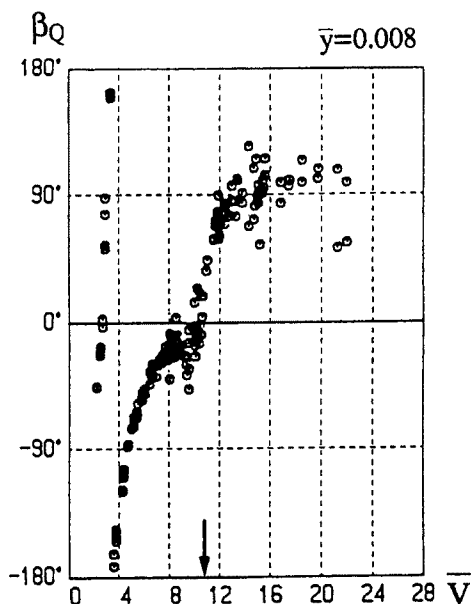


Fig. 6. Phase angle β_Q between unsteady force and displacement.

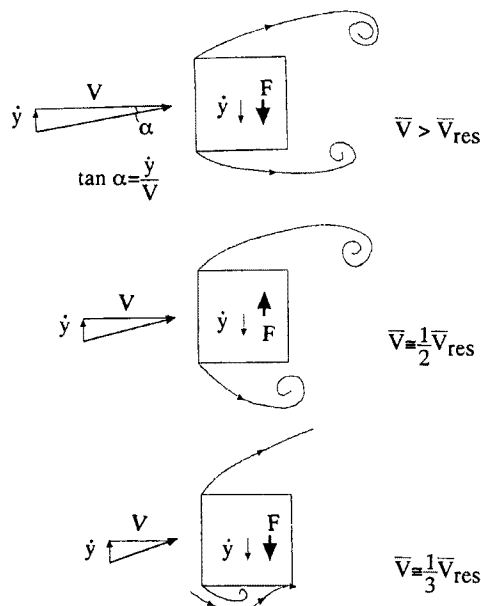


Fig. 7. Flow pattern and vortex formation around a building section varying with reduced velocity.

速度と同位相 ($\beta_Q = 90^\circ$) の空気力が発生し、空力負減衰効果が生じる。

$4 \leq \bar{V} \leq \bar{V}_{res}$ のとき、接近流の速度が遅くなると、振動速度は一定であるために、仰角 α は相対的に大きくなり、下点側における (振動に伴う) 渦の形成位置も背面に近づくが、側面上には形成されない。このとき、この渦を囲む剝離流は、図に示したように側面から離れる。一方、上点側では、渦の形成位置が背面から遠ざかるために、剝離流は下点側に比べてより側面に近づいた状態になる。このため、速度と逆方向の下から上に向かう揚力が発生し、振動を抑制する効果が生じる。とくに、 $\bar{V} = 5$ 付近において、速度と力は逆位相 ($\beta_Q = -90^\circ$) となり、振動を抑制する作用が最も大きくなる。

$\bar{V} \approx 3$ のとき、接近流の速度がさらに遅くなって、仰角 α は一層大きくなる。このため、下点側の剝離流は、側面後縁に再付着するようになり、剝離流と側面で囲まれた領域に振動に伴う渦が形成される。このため、再び上から下に向かう速度と同位相の空気力が発生し、空力負減衰効果が生じるようになる。

これらの現象は、他の振幅時においても生じるが、 $\bar{y}$ の増加に伴って振動速度 $\dot{y}$ も大きくなることから、

$$\alpha = \arctan\left(\frac{\dot{y}}{\bar{V}}\right) \quad \dots\dots\dots (11)$$

の関係より、現象の発生領域が、 $\bar{y}$ の増加につれて、若干高風速側に移行する。このことは、Fig. 4 の C_l の2つのピークが、 $\bar{y}$ の増加につれて、いずれも高風速側に移行していることから確かめられる。一方、角柱断面が細長くなって、辺長比 D/B が増大すると、より小さい仰角 α で剝離流の再付着が生じるようになるために、(11)式の関係より、低風速側の C_l のピークは高風速側に移行する。

4.3. 空気力係数 C_{rms} , $|C_L|$ と渦の相互作用

C_{rms} , $|C_L|$ の結果を Figs 8, 9 に、非定常空気力 $Q(t)$ のスペクトル解析例を Fig. 10 に示す。Fig. 8 の縦軸の $\leftarrow$ 印は、角柱静止時の変動転倒モーメント係数 C_{rms}' ((7)式と同じ無次元化) を示す。Fig. 10 の横軸は周波数 f (Hz)、縦軸は個々のパワー $S(f)$ を 30 Hz までの全パワーで割って無次元化した値 (%) を示す。図中の m, s は、それぞれ角柱の振動数 f_m 成分とストローハル数 f_s 成分を表し、前述のように、前者は主として角柱の振動に伴って発生する渦によって、後者は角柱静止時に発生するストローハル数成分の渦によって引き

起こされる空気力である。

全ての風速域で C_{rms} が $|C_L|$ を上回るのは、 $Q(t)$ には、 f_m 成分以外に、 f_s 成分と接近流の乱れによる高周波数成分が含まれているためである。このことは、Fig. 10 のスペクトルからも明らかである。

C_{rms} と $|C_L|$ は、いずれも $\bar{V}_{res}$ 付近と $(1/2)\bar{V}_{res}$ 付近 ($\bar{V}=5$ 付近) においてピークをもち、非定常空気力は極大となるが、これらの風速域では、 β_Q は僅かに正または負になることから、空力負減衰効果はほとんど生じない。一方、 $(1/3)\bar{V}_{res}$ 付近 ($\bar{V}=3$ 付近) で、 C_{rms} と $|C_L|$ は極小値をとり、それらの値はいずれも角柱静止時の C_{rms}' の半分以下になる。非定常空気力 $Q(t)$ が、 $\bar{V}_{res}$ 付近と $(1/2)\bar{V}_{res}$ 付近において極大となり、 $(1/3)\bar{V}_{res}$ 付近において極小となる興味深い現象について考えてみる。

Fig. 10 のスペクトルから、 $(1/3)\bar{V}_{res}$ に近い $\bar{V}=2.9$ のとき、 f_m 成分の渦の発生数は f_s 成分の約 3 倍、 $(1/2)\bar{V}_{res}$ に近い $\bar{V}=4.7$ のとき、 f_m 成分の渦の発生数は f_s 成分の約 2 倍、 $\bar{V}=\bar{V}_{res}=10.6$ のとき、両者は一致し同期領域が形成される。角柱周りにおける両者の渦の形成位置の概念図を Fig. 11 に示す。 $\bar{V}=(1/3)\bar{V}_{res}$

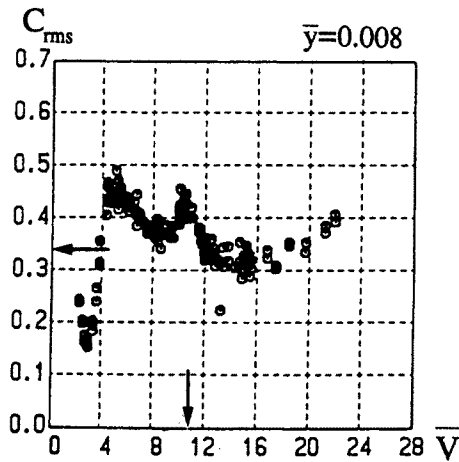


Fig. 8. The coefficient C_{rms} for the rms value of the unsteady aerodynamic force.

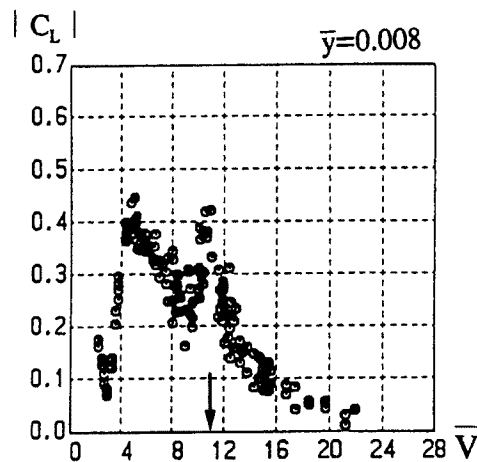


Fig. 9. The coefficient $|C_L|$ for the frequency response amplitude of the unsteady aerodynamic force.

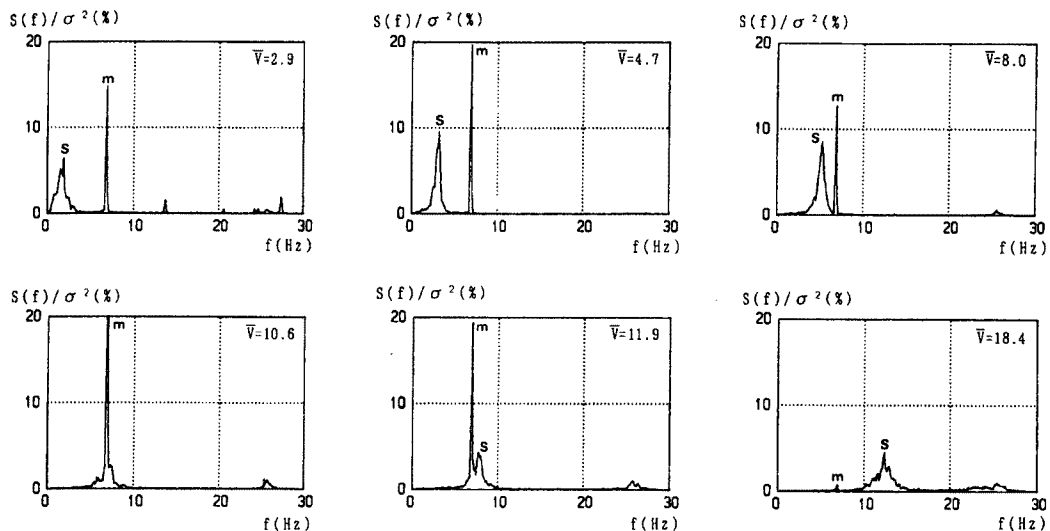


Fig. 10. Power spectra of the unsteady aerodynamic force.

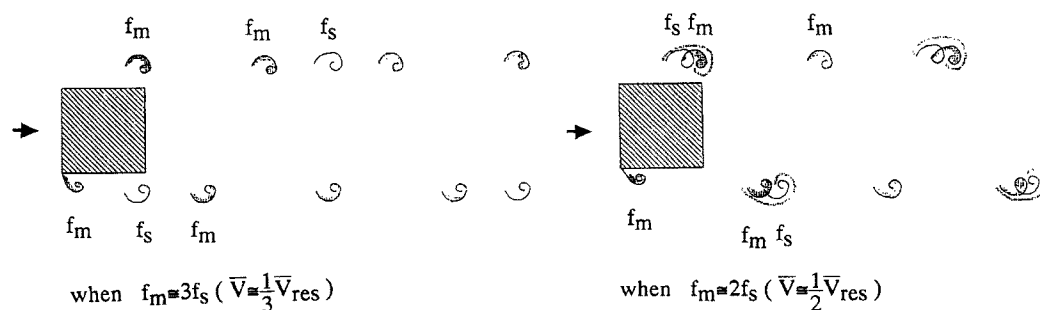


Fig. 11. Arrangement and unification of the two types of vortices for the motion-induced component and the Strouhal component.

のとき、振動に伴う f_m 成分の渦が一方の側面上に形成されたとき、もう一方の側面上にその 3 倍の周期をもつストローハル数成分 (f_s 成分) の渦が形成されると、両側面に作用する非定常圧力は互いに打ち消しあって角柱全体に作用する非定常空気力は小さくなる。すなわち、図に示すように、片方の f_m 成分の渦列の間に 3 周期毎に f_s 成分の渦が配列されればよい。

一方、 $\bar{V} = (1/2)\bar{V}_{res}$ のとき、 f_m 成分の渦に近接して f_s 成分の渦が 2 周期毎に配列されると、近接した 2 つの渦は一体になってより強い渦に成長する。それが f_s 成分の渦と同じ周期で両側面に交互に形成されると、非定常空気力は角柱静止時の変動空気力に比べて一層大きくなる。また、 $\bar{V} = \bar{V}_{res}$ のときには、両者の渦が一体になり、より強い渦が f_m 成分の渦と同じ周期で形成されるために、非定常空気力は再び大きくなると考えられる。これらの原因によって、 C_{rms} と $|C_L|$ は、極小或いは極大になるのであろう。なお、 C_{rms} と $|C_L|$ が極小になる風速域において、空力負減衰効果が生じ、極大になる風速域において空力負減衰効果が生じないのは、前節で議論したとおりである。

$\bar{V}$ が大きくなると、 C_{rms} は角柱静止時の C_{rms}' に近づき、 $|C_L|$ はゼロに近づく。これは振動に伴う付加的空気力が相対的に小さくなり、非定常空気力は角柱静止時の変動空気力に近づくことを意味する。これは、 $\bar{V} = 18.4$ のときのスペクトルからも明らかである。このため、前節で述べたように非定常空気力を準定常的に表現できるのであろう。

4.4. 応答曲線と空力不安定領域

(9)式より求めた質量減衰パラメータ δ を変数とした応答曲線を Fig. 12 に、(10) 式より求めた空力不安定領域 ($\bar{y} = 0.008$ のとき) を Fig. 13 に示す。両図には、筆者等が以前に求めた乱れの小さい一様流中の結果を付記してある⁶⁾。

(9)式を用いて解析した応答曲線は、河井による自由振動実験結果¹²⁾ (図中の破線、 $\delta = 0.5$ と 2.5) とほぼ一致しており、本強制振動装置により求めた非定常空気力は、実際の振動時の空気力を適切に評価している。

また、 $\bar{V} = 3$ 付近で見られた空力負減衰効果は、質量減衰パラメータ δ が 0.1 以上となる建物には影響を及ぼさないことが分かる。したがって、 $\delta \geq 0.4$ となる通常の建築構造物は、低風速域で空力不安定振動を生じない。 $\delta \geq 1.5$ になると、 $\bar{V}_{res}$ を超えた風速域でピークを示す自励的な渦励振が生じるが、 δ の増加につれて応答が小さく、発振風速もより高風速側に移行する。

一方、 $\delta \leq 1.0$ と小さくなると、自励的な渦励振からの発振がそのままギャロッピングへ移行する。これらの傾向は、一様流中においても見られるが、乱れが小さくなると、空力不安定振動はより低風速 (ここでは建物頂部高さでの風速) で生じる。但し、 $\delta \geq 1.6 \sim 1.8$ と大きくなると、乱れが小さいときには、空力不安定振動は生じにくくなる。

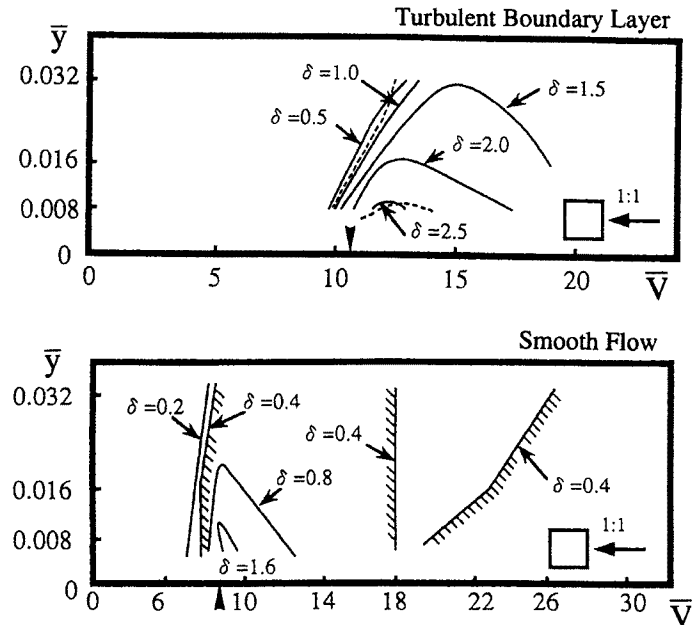


Fig. 12. Response curves with mass-damping parameter obtained by the forced oscillation method in comparison with the free oscillation experiment.

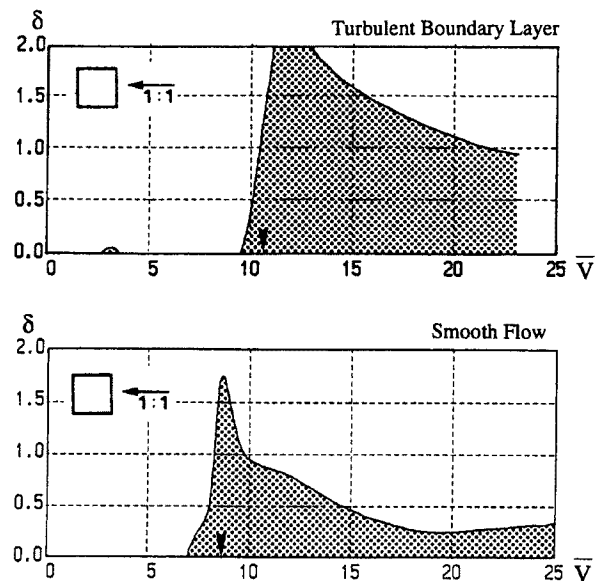


Fig. 13. Region of the aeroelastic instability when $\bar{y} = 0.008$.

5. む す び

正方形断面をもつ高層建物の空力不安定振動の発生機構を、強制振動法に基づいて非定常空気を測定することによりある程度明らかにした。なお、本強制振動装置が、実際に作用している非定常空気を精度良く検出していることを、求めた空気を外力とする運動方程式の解（応答値）と自由振動実験結果とを比較することにより確認した。

1) 非定常空気力は、主として建物の振動に伴って発生する渦と建物静止時に発生するストローハル数成分

の渦とから成り、振動振幅や風速によって複雑に変化する。2つの渦の発生数とその配列及び渦どうしの相互作用を、振幅や風速の変化に応じて考察することにより、非定常空気が増減する現象を説明した。

- 2) 非定常空気力は、共振風速 $\bar{V}_{res}$ 付近と $(1/2)\bar{V}_{res}$ 付近において極大となるが、これらの風速域では、空気力は振動速度と逆位相になることから、空力負減衰効果はほとんど生じない。
- 3) 一方、 $(1/3)\bar{V}_{res}$ 付近と $\bar{V}_{res}$ を少し超えた風速域で、非定常空気力は振動速度と同位相になることから、空力負減衰効果が発生し、低風速励振と自励的な渦励振の発生要因になる。これらのときの振動に伴う渦の形成位置と、両側面に作用する非定常風圧力の関係を明らかにした。
- 4) 共振風速 $\bar{V}_{res}$ を超えた高風速域では、ストローハル数成分の渦が卓越してくるために、非定常空気力の準定常的表現が可能になる。
- 5) $\bar{V}_{res}$ 付近で、非定常空気力は振動系の剛性を弱め、振動数を低くするように作用するが、建物の剛性に比べるとその力は小さく、実際の振動数の変化は5%以下になる。
- 6) 建物の振動振幅が小さいときには、空力負減衰効果は明確には現われない。ある振幅を超えれば、乱流境界層流中においても、空力負減衰効果による自励的振動、すなわち空力不安定振動が発生する。
- 7) 空力不安定振動は、建物の質量減衰パラメータ δ が小さいときには、自励的な渦励振からの発振がそのままギャロッピングへ移行し、 δ が大きくなると、 $\bar{V}_{res}$ を超えた風速域でピーク応答を示す限定振動になる。一般に、接近流の乱れが小さくなるにつれて、空力不安定振動は生じ易くなる。

参 考 文 献

- 1) Parkinson, G. V.: Aeroelastic Galloping in One Degree of Freedom, Proc. Int. Conf. on Wind Effects on Buildings and Structures (Teddington), 1963, pp. 581-609.
- 2) Novak, M.: Galloping Oscillations of Prismatic Structures, Proc. ASCE, Vol. 98, EM1, Feb., 1972, pp. 27-46.
- 3) Nakamura Y. and T. Mizota: Unsteady Lifts and Wakes of Oscillating Rectangular Prisms, Proc. ASCE, Vol. 101, EM6, Dec., 1975, pp. 855-871.
- 4) 石崎澄雄・谷池義人：風向直角方向に振動する角柱の空力不安定性について，日本建築学会論文報告集，第306号，1981，pp. 11-19.
- 5) 石崎澄雄・谷池義人：風向直角方向に振動する角柱の空力不安定性について（続報），日本建築学会論文報告集，第307号，1981，pp. 24-34.
- 6) 谷池義人：高層建築物の空力不安定性に関する研究，京都大学博士論文，1983.
- 7) 伊藤 学・宮田利雄・森光康夫：正方形柱に作用する変動抗・揚力，構造物の耐風性に関する第2回シンポジウム，1972，pp. 159-165.
- 8) Otsuki, Y., K. Washizu, H. Tomizawa and A. Ohya: A Note on the Aeroelastic Instability of a Prismatic Bar with Square Section, Jour. Sound and Vibration, Vol.34, 1974, pp. 233-248.
- 9) 丸川久佐夫・大熊武司・他：矩形断面構造物に作用する振動依存風力特性に関する基礎的研究，第12回風工学シンポジウム，1992，pp. 201-206.
- 10) 西村宏昭・谷池義人：超高層建築物に作用する非定常空気力，第12回風工学シンポジウム，1992，pp. 195-200.
- 11) Steckley, A., B. J. Vickery and N. Isyumov: On the Measurement of Motion Induced Forces on Models in Turbulent Shear Flow, Jour. Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 36, 1990, pp. 339-350.
- 12) 河井宏允：高層建築物の渦励振，ギャロッピング，フラッター，第12回風工学シンポジウム，1992，pp. 267-272.